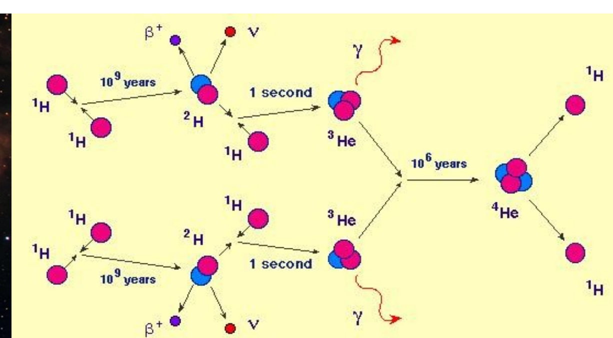
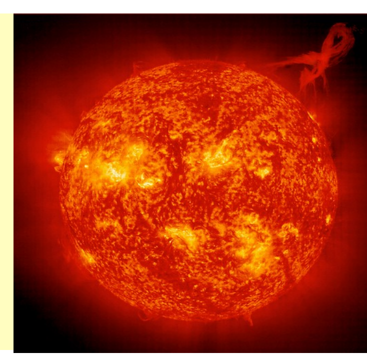
Introdução à Física Estelar

7. Interior das Estrelas II

Prof. Pieter Westera
pieter.westera@ufabc.edu.br

http://professor.ufabc.edu.br/~pieter.westera/Estelar.html





Como saber mais sobre o Interior das Estrelas?

Nas aulas sobre atmosferas estelares, falamos sobre as grandezas observacionais (espectros) das estrelas, e de como estas refletem as propriedades das suas fontes, as atmosferas estelares.

Não há nenhuma radiação detectável provindo do interior das estrelas (tirando menos que um em cada 10^{40} neutrinos do Sol e uns poucos de uma Supernova em 1987).
Nosso conhecimento do interior das estrelas vem de Modelos Estelares, que usam as leis da física para preverem as estrutura e evolução dos interiores das estrelas.
Estes devem prever de maneira correta as propriedades observáveis das atmosferas incl. a evolução observada.

Como saber mais sobre o Interior das Estrelas?

Problema: A evolução estelar é muito lenta. Em nossos ~5000 anos de observação, a maioria das estrelas não mudou de maneira observável.

Estamos na situação de um alienígeno observando a Praça da Sé, vendo pessoas em idades (estágios evolutivos) diferentes, e que tem que determinar, como decorre a vida (evolução) do ser humano, e ele tem só dois minutos de tempo de observação à disposição.
=> Ele não vê as pessoas envelhecerem (evoluirem).

=> Os modelos devem pelo menos explicar a variedade de estrelas observada.

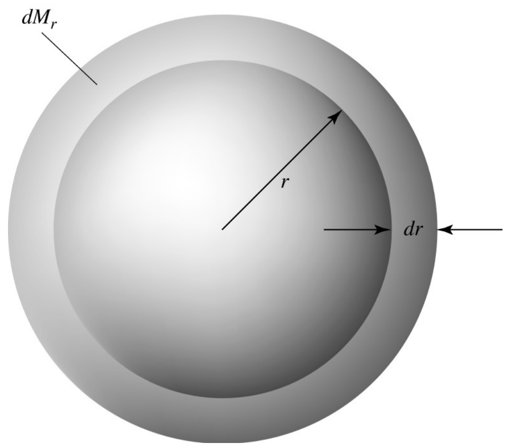
Equilíbrio Hidrostático

Um dos resultados principais destes modelos é que a vida de uma estrela é uma batalha constante entre a gravidade, que tenta contrair a estrela, e a pressão interna (p. e. térmica, de radiação, …), que se contrapõe a esta contração.

Na maior parte da vida, estes dois se cancelam em todas as posições dentro da estrela e a estrela é estática, estado chamado equilíbrio hidrostático.

Quando a estrela não está em equilíbrio hidrostático, há camadas se contraindo ou expandindo. Frequentemente isto inclui o envelope, e a estrela muda de tamanho.

Equilíbrio Hidrostático



Supondo, que a estrela é esfericamente simétrica.

Definindo como massa interna ou - contida M_r a massa dentro de uma esfera com raio r:

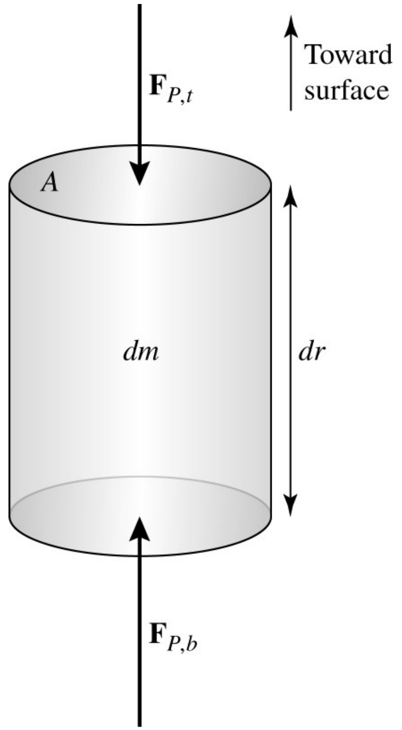
$$M_r = \int_0^r dM = \int_0^r \rho\, dV = \int_0^r \rho \cdot 4\pi r'^2\, dr'.$$

Segundo o teorema das cascas esféricas, a força gravitacional sobre um elemento de massa dm encontrando-se na distância r do centro da estrela é:

$F_g = -G \cdot M_r\, dm/r^2$ (sinal negativo por ser na direção $-r$)

Equilíbrio Hidrostático

Calculando as forças pra cima (pressão), F_P, e pra baixo (gravidade), F_g, agindo sobre um pequeno cilindro com base A e altura dr na distância r do centro:



$F_P = A \cdot P(r) - A \cdot P(r+dr) = A \cdot (P(r) - P(r+dr))$
$F_g = -G \cdot M_r \, dm/r^2$, onde $dm = \rho dV = \rho A dr$

=> A força resultante no cilindro:

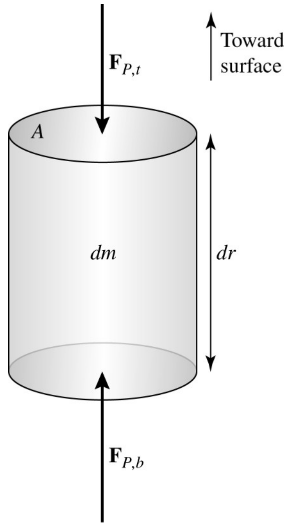
$F_{\mathrm{res}} = dm \cdot d^2r/dt^2 = A \cdot (P(r) - P(r+dr)) - G \cdot M_r \, dm/r^2$
ou $\rho A dr \cdot d^2r/dt^2 = -A \cdot (P(r+dr) - P(r)) - G \cdot M_r \, \rho A dr/r^2$

dividindo por $dV = Adr$:

$\rho \cdot d^2r/dt^2 = -(P(r+dr) - P(r))/dr - G \cdot M_r \, \rho/r^2$, e deixando $dr \rightarrow 0$:
$\rho \cdot d^2r/dt^2 = -dP/dr - G \cdot M_r \, \rho/r^2$
que é a equação do movimento radial.

Equilíbrio Hidrostático

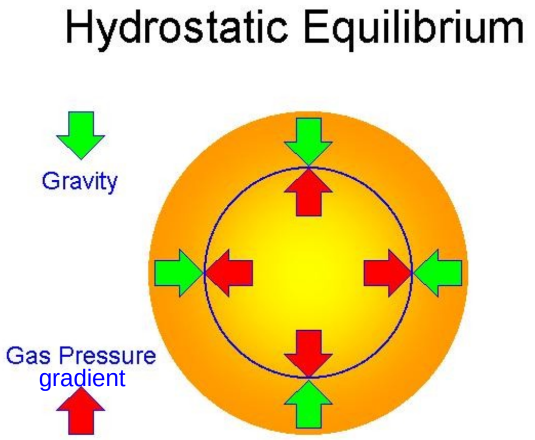
No caso de uma estrela estática ($d^2r/dt^2 = 0$) obtemos uma das equações fundamentais da estrutura estelar, a condição do equilíbrio hidrostático:



$$dP/dr = -G \cdot M_r \rho / r^2 = -\rho g,$$

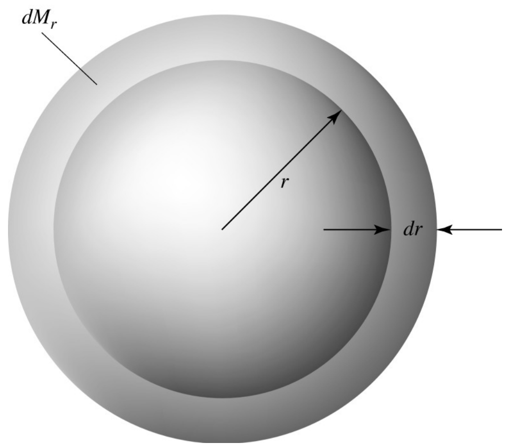
onde $g \equiv G \cdot M_r / r^2$

É o gradiente da pressão que contrabalanceia a gravidade.



A Equação da Conservação de Massa

A segunda relação fundamental pode ser derivada da expressão da massa de uma casca infinitesimalmente fina:



$dM_r = \rho(4\pi r^2 dr)$

=> Equação da Conservação de Massa

$dM_r/dr = 4\pi r^2\rho$

A Equação de Estado de Pressão

Partindo da Equação dos gases ideais (=> FeTerm),

$PV = Nk_BT = nRT$

Com a ajuda da Teoria Cinética dos Gases podemos reescrevé-la em termos da massa molecular média, $\mu \equiv \bar{m}/m_H$, onde $\bar{m}$ é a massa média das partículas do gás, e da pressão P_g, e explicitar esta última (=> tb. FeTerm):

$$P_g = Nk_BT/V = Mk_BT/V\mu m_H = \rho k_BT/\mu m_H$$

A Equação de Estado de Pressão

Para um gás neutro:

$\overline{m} =: \overline{m}_{\mathrm{n}} = \Sigma_j N_j m_j / \Sigma_j N_j$,
onde m_j e N_j são os massa e número de átomos do tipo j.

Dividindo por m_{H} dá: $\mu_{\mathrm{n}} = \Sigma_j N_j A_j / \Sigma_j N_j$,
onde $A_j \equiv m_j/m_{\mathrm{H}}$ é o número de massa (de prótons + nêutrons) por núcleo de átomos do tipo j.

Para um gás completamente ionizado: $\mu_{\mathrm{i}} \approx \Sigma_j N_j A_j / \Sigma_j N_j(1+Z_j)$,
onde Z_j é a carga nuclear de átomos do tipo j (e, então o no. de elétrons que estes átomos contribuem)

=> $(1+Z_j)N_j$ é o no. total de partículas (núcleos + e^-) no gás
(melhor: no plasma).

A Equação de Estado de Pressão

Invertendo $\overline{m} = \mu m_H = \Sigma_j N_j m_j / \Sigma_j N_j$ obtemos para o gás neutro:

$1/\mu_n m_H = \Sigma_j N_j / \Sigma_j N_j m_j = \Sigma_j N_j / m_{tot} = \Sigma_j N_j \cdot m_{tot,j}/m_{tot,j} \cdot m_{tot}$
$= \Sigma_j N_j / m_{tot,j} \cdot m_{tot,j}/m_{tot} = \Sigma_j N_j / N_j A_j m_H \cdot X_j = \Sigma_j 1/A_j m_H \cdot X_j$,
onde $X_j := m_{tot,j}/m_{tot}$ é a fração da massa total em átomos do tipo j.
=> $1/\mu_n = \Sigma_j X_j / A_j$

Usando as frações de massa para H, He, e "metais"*,
X, Y e Z: $1/\mu_n \approx X + ¼ \cdot Y + \langle 1/A \rangle_n \cdot Z$,
$\langle 1/A \rangle_n$ sendo uma média ponderada sobre os "metais".

Para composição química "solar"
($X = 0.70$, $Y = 0.28$, $Z = 0.02$, $\langle 1/A \rangle_n \approx 1/15.5$)
=> $\mu_n = 1.30$

*Na astronomia, frequentemente se usa "metais" como sinônimo para todos os elementos além de H e He.

A Equação de Estado de Pressão

Um cálculo similar para gás completamente ionizado leva a:

$1/\mu_\mathrm{i} = \Sigma_j\ (1+Z_j)/A_j \cdot X_j$

e $\quad 1/\mu_\mathrm{i} \approx 2X + \frac{3}{4}\cdot Y + \langle(1+Z)/A\rangle_\mathrm{i}\cdot Z$

!!! Os dois Z na fórmula são grandezas diferentes.

Já que, para muitos elementos com $Z_j > 2$ (incl. os mais frequentes C, N, O, etc.), $A_j \approx 2Z_j$, temos $\langle(1+Z)/A\rangle_\mathrm{i} \approx \frac{1}{2}$

=> para composição “solar”: $\mu_\mathrm{i} = 0.62$

A Energia Cinética Média por Partícula

A Teoria Cinética dos gases, aplicada na distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann também fornece a energia cinética média das partículas do gás (=> tb. FeTerm):

$\frac{1}{2}m\overline{v^2} = 3/2 \cdot k_B T$, onde $\overline{v^2}$ é a velocidade média quadrática

isto é, ela é $\frac{1}{2}k_B T$ por grau de liberdade.

! As Lei dos Gases Ideais e distribuição de Maxwell-Boltzmann nem sempre são uma boa aproximação.
No caso de densidades altas, fenômenos quânticos podem se tornar importantes.
No caso de férmions (e^-, p^+, n, ...) em altas densidades, como em Anâs Brancas, temos que usar a distribuição de Fermi-Dirac (=> segunda parte da disciplina).
Para bósons (γ, …), a distribuição de Bose-Einstein.

A Contribuição da Pressão de Radiação

Como mencionado nas aulas sobre atmosferas estelares, a radiação exerce uma pressão também, de

$P_{rad} = ⅓ \cdot u = ⅓ \cdot aT^4$.

No interior de estrelas, esta contribuição é longe de ser desprezível, às vezes excedendo a pressão do gás, e/ou superando a atração gravitacional (causando a expansão do sistema).

Assim, temos que usar a pressão total

$P_{tot} = P_g + P_{rad} = \rho kT/\mu m_H + ⅓ \cdot aT^4$
($a = 4\sigma/c = 7.5657 \cdot 10^{-16}$ J m^{-3} K^{-4})

A Equação do Gradiente de Luminosidade

Se a energia por unidade de massa gerada numa posição na estrela é ε, então a contribuição de uma massinha neste posição à luminosidade da estrela é

$dL = \varepsilon\, dm$

Se dm é uma casca esférica de raio r centrada no centro da estrela de espessura infinitesimal dr, $dm = 4\pi r^2 \cdot \rho\, dr$, obtemos mais uma das equações fundamentais da estrutura estelar, a equação do gradiente de luminosidade:

$dL/dr = 4\pi r^2 \cdot \rho \varepsilon$

O Gradiente de Temperatura Radiativo

Então, a Luminosidade contida na esfera com raio *r* é

$L_r = \int_0^r dL = \int_0^r 4\pi r'^2 \cdot \rho\varepsilon \, dr'$,

onde ε é a energia por unidade de massa gerada na esfera na distância *r* do centro

=> o fluxo radiativo no raio *r* é $F_{\mathrm{rad}} = L_r / 4\pi r^2$

O Gradiente de Temperatura Radiativo

Nas aulas sobre atmosferas estelares, achamos que o gradiente da pressão de radiação é dado por ($dz = dr$):

$$dP_{rad}/dr = -\bar{\kappa}\rho/c \cdot F_{rad}$$

Mas podemos exprimir este gradiente também como:

$$dP_{rad}/dr = d/dr\,(⅓\cdot aT^4) = 4/3 \cdot aT^3 dT/dr$$

Igualando os dois: $dT/dr = -3/4ac \cdot \bar{\kappa}\rho/T^3 \cdot F_{rad}$,
e usando $F_{rad} = L_r/4\pi r^2$
obtemos o gradiente de temperatura para transporte radiativo (mais uma das equações fundamentais):

$$dT/dr = -3/4ac \cdot \bar{\kappa}\rho/T^3 \cdot L_r/4\pi r^2$$

Transporte de Energia

Existem três mecanismos de transporte de energia operando nos interiores das estrelas:

- transporte por radiação, tratado nas aulas sobre atmosferas estelares.

- condução, choques entre partículas. É insignificante na maioria dos casos, e não trataremos dela.

- convecção: gás quente ou frio se deslocando, levando a sua energia térmica junto.
Basicamente: Gás se esquenta “em baixo”, expande e fica menos denso, sobe, resfria “em cima” se livrando da energia (i.e. por radiação ou condução), se contrai, fica mais denso e desce de novo.
Tratamos deste mecanismo em seguida.

Convecção

Infelizmente, convecção é bastante complicada.

Se trata de um processo 3D involvendo mecância dos fluidos, enquanto a maioria dos modelos estelares são 1D, tratando a estrela como esfericamente simétrica e usando apenas *r* como coordenada independente.

Além disso, convecção pode ocorrer em escalas de tempo comparáveis às escalas de tempo de outros processos nas estrelas, causando interação entre os dois.

A aproximação de tratar estes outros processos e a convecção separadamente às vezes não é justificada.

A Altura de Escala de Pressão

Definimos a altura de escala de pressão H_P, usando a equação

$1/H_P = -1/P \cdot dP/dr$

Se H_P é uma constante, obtemos

$P = P_0 e^{-r/HP}$

H_P é a distância vertical, naquele a pressão cai por um fator *e*.

Usando a equação do equilíbrio hidrostático

$dP/dr = -\rho g \quad (g = GM_r/r^2)$

$\Rightarrow H_P = P/\rho g$

Energia Interna e a Primeira Lei da Termodinâmica

A primeira lei da termodinâmica é uma versão da conservação de energia. Para um dado elemento:

$dU = dQ - dW$,

onde dQ é o calor adicionado ao elemento,
dW é o trabalho feito pelo elemento sobre sua vizinhança,
e dU, a variação da energia interna U do elemento,
todos por unidade de massa do elemento.

!!! Alguns autores definem dW como o trabalho feito pela vizinhança sobre o elemento, isto é, com o sinal oposto (assim, $dU = dQ + dW$).

Energia Interna e a Primeira Lei da Termodinâmica

U é a energia interna por unidade de massa e é uma função de estado:

$U = \overline{K}/\overline{m}$, onde $\overline{K}$ é a energia por partícula e $\overline{m} = \mu m_H$

Para um gás ideal, $\overline{K} = 3k_B T/2$
$\Rightarrow U = 3/2 \cdot (k_B/\mu m_H)T = 3/2 \cdot n_e RT$ $\qquad$ ($n_e = n/m$)

A variação em calor dQ é, em geral, expressa em termos dos calores específicos (sob pressão constante, $|_P$, respectivamente, em um volume constante, $|_V$) C do gás:

$C_P \equiv \partial Q/\partial T|_P$ e $C_V \equiv \partial Q/\partial T|_V$

Calor Específico

O trabalho por unidade de massa realizado por um cilindro (base A, altura dr) de gás na sua vizinhança é:

$dW = (F/m)dr = (PA/m)dr = PdV_e$,
onde $V_e \equiv V/m = 1/\rho$ é o volume específico.

=> primeira lei: $dU = dQ - PdV_e$,

Para um volume constante, $dV = 0 \Rightarrow dV_e = 0$, $dW = 0$:
$dU = dU|_V = dQ|_V = \partial Q/\partial T|_V \, dT = C_V \, dT$
mas $dU = (3n_e R/2)dT$ para um gás monoatômico (ideal)
=> $C_V = 3/2 \cdot n_e R$

Calor Específico

Para achar C_P para um gás monoatômico, obsirva que
$dU = dU|_P = \partial Q/\partial T|_P \, dT - P\cdot\partial V_e/\partial T|_P \, dT$

Considerando todas as variações diferenciais em $PV_e = n_e RT$:
$PdV_e + V_e dP = RTdn_e + n_e RdT$ (já que R = const.)
para P e n_e const., isto dá $P\cdot dV_e/dT = n_e R$

Substituindo isto, $dU = C_V\, dT$ e $C_P \equiv \partial Q/\partial T|_P$ na equação em cima (e dividindo por dT), chegamos em:

$C_P = C_V + n_e R$,

o que vale sempre quando a lei dos gases ideais se aplica.

Definindo $\gamma \equiv C_P/C_V$ o "gama adiabático", $\gamma = 1 + 2/j$,
onde j é o número de graus de liberdade,
para um gás monoatômico ($C_P = 3/2\cdot n_e R + n_e R = 5/2\cdot n_e R$): $j = 3 \Rightarrow \gamma = 5/3$
e se aproxima de 1 para um gás ionizado.

A Lei de Gases Adiabáticas

Supondo que, na convecção, os elementos de gás não trocam calor com a vizinhança, temos um processo adiabático, $dQ = 0$.

$\Rightarrow dU = -PdV_e$,

e a segunda equação do slide anterior com n_e = const. dá:

$PdV_e + V_e dP = n_e R dT$

Combinando estes com $dU = -PdV_e = C_V\, dT$ resulta em:

$PdV_e + V_e dP = -(n_e R/C_V)\cdot PdV_e \Rightarrow (1 + n_e R/C_V)PdV_e = -V_e dP$

Dividindo por PV_e e usando $C_P = C_V + n_e R$ e $\gamma = C_P/C_V$ dá

$\gamma\cdot dV_e/V_e = -dP/P$,

o que é uma equação diferencial cuja solução é a
Lei de gases adiabáticos:

$PV_e^{\gamma} = K$, onde K = const.

A Lei de Gases Adiabáticas

Usando a lei dos gases ideais também obtemos:

$P = n_e RT/V_e = n_e RT(P/K)^{1/\gamma} \Rightarrow P^{1-1/\gamma} = K^{-1/\gamma} n_e RT$

$\Rightarrow P = K^{-(1/\gamma)/(1-1/\gamma)}(n_e R)^{1/(1-1/\gamma)}\ T^{1/(1-1/\gamma)} = K' T^{\gamma/(\gamma-1)}$,

onde $K' = K^{-(1/\gamma)/(1-1/\gamma)}(n_e R)^{1/(1-1/\gamma)}$ = outra constante.

A Velocidade do Som Adiabática

Conseguimos calcular a velocidade do som nestas circunstâncias que é dada por:

$v_s = \sqrt{B/\rho}$,

onde $B \equiv V(\partial P/\partial V)_{ad}$

$\Rightarrow v_s = \sqrt{\gamma P/\rho}$

O Gradiente de Temperatura Adiabático

Supondo uma bolha convectiva de gás quente subindo pela estrela, o gradiente de temperatura adiabático é a taxa de variação da temperatura da bolha ao se propagar pelo interior da estrela.

Derivando a lei dos gases ideais ($P_g = \rho k_B T/\mu m_H$) em r:

$$dP/dr = -\rho k_B T/\mu^2 m_H \cdot d\mu/dr + k_B T/\mu m_H \cdot d\rho/dr + \rho k_B/\mu m_H \cdot dT/dr$$

$$= -P/\mu \cdot d\mu/dr + P/\rho \cdot d\rho/dr + P/T \cdot dT/dr \quad \text{(I)}$$

Combinando $PV_e^{\gamma} = K$ e lembrando que $V_e \equiv 1/\rho$ temos $P = K \cdot \rho^{\gamma}$

$$\Rightarrow dP/dr = K \cdot \gamma \rho^{\gamma-1} \cdot d\rho/dr = \gamma \cdot P/\rho \cdot d\rho/dr$$

O Gradiente de Temperatura Adiabático

Combinando com (I):

$-P/\mu \cdot d\mu/dr + P/\rho \cdot d\rho/dr + P/T \cdot dT/dr = \gamma \cdot P/\rho \cdot d\rho/dr$

e supondo μ = const.:

$P/\rho \cdot d\rho/dr + P/T \cdot dT/dr = \gamma \cdot P/\rho \cdot d\rho/dr$

$\Rightarrow P/T \cdot dT/dr = (\gamma - 1) \cdot P/\rho \cdot d\rho/dr$

$\quad =^* (\gamma - 1) \cdot \gamma^{-1} dP/d\rho \cdot d\rho/dr$

$\quad = (1 - 1/\gamma) \cdot dP/dr$

*Já que $dP/d\rho = d(K \cdot \rho^{\gamma})/d\rho = \gamma K \cdot \rho^{\gamma-1} = \gamma(K \cdot \rho^{\gamma})/\rho = \gamma P/\rho$

obtemos o gradiente de temperatura adiabático:

$dT/dr\big|_{ad} = (1 - 1/\gamma) \cdot T/P \cdot dP/dr$

O Gradiente de Temperatura Adiabático

Usando $dP/dr = -G{\cdot}M_r\,\rho/r^2 = -\rho g$ e $P_g = \rho k_B T/\mu m_H$ obtemos:

$$\boxed{\left.\frac{dT}{dr}\right|_{ad} = -\left(1-\frac{1}{\gamma}\right)\frac{\mu m_H}{k}\frac{GM_r}{r^2}.}$$

outra equação fundamental

ou $dT/dr\big|_{ad} = -(\gamma-1)/\gamma\ \mu m_H/k_B\ g = -(C_P/C_V-1)/(C_P/C_V) \cdot 1/n_e R \cdot g$

$= -(C_P-C_V)/C_P \cdot 1/n_e R \cdot g = -g/C_P$

Este gradiente deve ser menor que o gradiente de temperatura real da estrela, isto é, ser superadiabático, para que a convecção possa acontecer:

$\big|dT/dr\big|_{act} > \big|dT/dr\big|_{ad}$

Normalmente, o transporte por uma camada no interior de uma estrela é quase puramente por convecção ou por radiação. Na atmosfera a coisa é mais complicada.

O Gradiente de Temperatura Adiabático

A condição $\left| dT/dr \right|_{\mathrm{act}} > \left| dT/dr \right|_{\mathrm{ad}}$
equivale à condição (dedução => livro)
$T/P \cdot dP/dT < \gamma/(\gamma\text{-}1)$
ou $d \ln P \,/\, d \ln T < \gamma/(\gamma\text{-}1)$

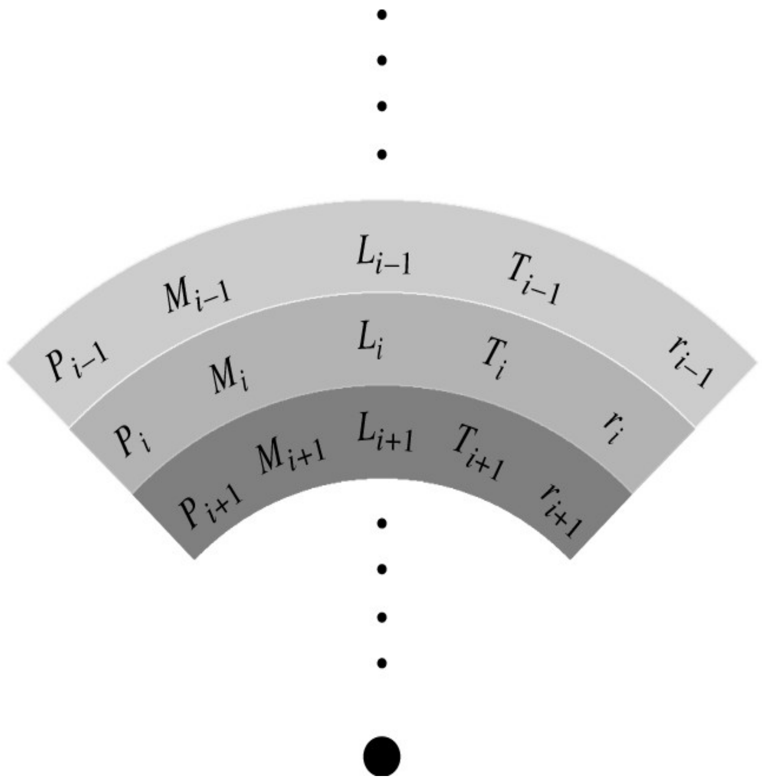
Em geral, há convecção e não transporte radiativo, se
- a opacidade do gás é alta, praticamente impedindo o transporte radiativo
- existe uma zona, onde há ionização, causando gradientes adiabativos pequenos ($\gamma \rightarrow 1$), e/ou
- a taxa de fusão nuclear depende fortemente da temperatura (i.e. nos processos triplo α ou ciclo CNO).

As primeiras duas condições podem ocorrer em atmosferas estelares, enquanto a terceira ocorre nos núcleos de estrelas.

Evolução Estelar

Modelos Estelares

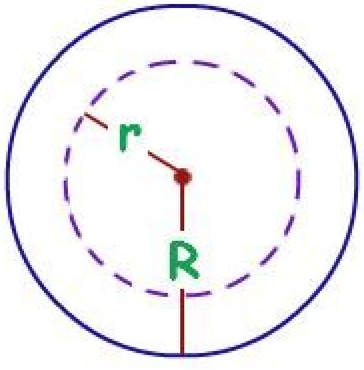
Calculam as densidade e composição de íons, elétrons, fótons e neutrinos e as temperatura e pressão em função de *r* e do tempo, subdividindo a estrela em cascas finas esféricas, frequentemente supondo simetria esférica.



Evolução Estelar

Modelos Estelares

Elas levam em conta:



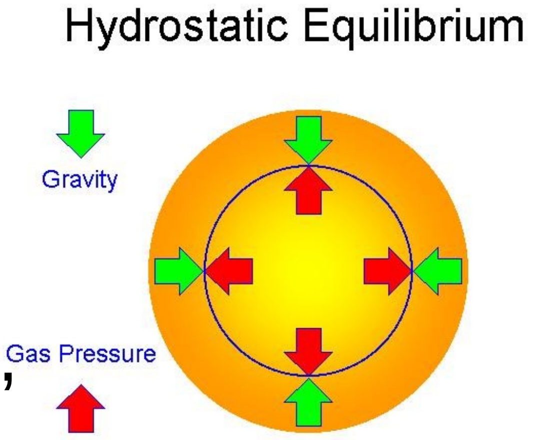
- A taxa de Fusão Nuclear em função de temperatura, pressão e montante de "combustível"
(hidrogênio e, mais tarde, outros elementos),

- A Luminosidade contida na esfera com raio *r*:
$L_r = \int_0^r dL = \int_0^r 4\pi r^2 \cdot \rho\varepsilon \, dr$, onde
$\varepsilon = \varepsilon_{nuclear} + \varepsilon_{gravidade}$ é a energia por unidade de massa gerada na esfera na distância *r* do centro,

Evolução Estelar

Modelos Estelares

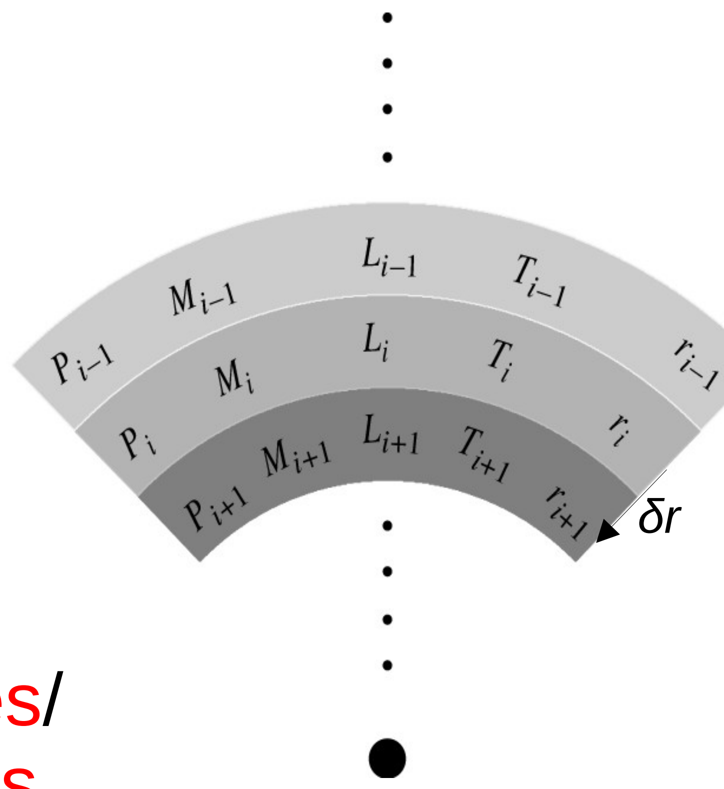
- Equilíbrio Hidrostático:
Em cada ponto da estrela, o gradiente da pressão tem que contrabalancear a atração gravitacional: $dP/dr = -GM_r\rho/r^2$, onde $M_r = \int_0^r dM = \int_0^r \rho\, dV = \int_0^r \rho \cdot 4\pi r'^2\, dr'$;



- E o Transporte de Energia por
  - radiação: $dT/dr = -3/4ac \cdot \kappa\rho/T^3 \cdot L_r/4\pi r^2$
  - convecção adiabática: $dT/dr\big|_{ad} = -(1-1/\gamma)\cdot\mu m_H/k_B\cdot GM_r/r^2$
  - condução (normalmente desprezível)

Evolução Estelar

Modelos Estelares



Eles partem de condições de contorno razoáveis, i. e. M_r, $L_r = 0$ para $r = 0$. T, P e ρ tomam seus valores observados em $r = R$ (se conhecidos), e integram do centro até a superfície e/ou vice-versa, usando as interações/ relações entre camadas vizinhas (exemplo: $P_{i+1} = P_i + \Delta P/\Delta r \cdot \delta r$, onde δr é negativo).

Têm que explicar a variedade de Estrelas observadas.

Evolução Estelar

Resultados dos Modelos Estelares

- O destino de uma estrela é determinado pela sua massa (e um pouquinho pela sua composição química => “teorema” de Vogt-Russell).

- Quanto maior a massa da estrela, tanto maior as densidade, pressão e temperatura no interior
=> tanto mais rápidamente decorre a sua evolução
(incl. a sua evolução proto-estelar
=> aulas na segunda parte da disciplina),
e tanto mais elementos podem ser formados no seu caroço

Evolução Estelar

$M < 0.072\ M_\odot$:
$T_{caroço} < 10^7$ K => não ocorre fusão nuclear estável
=> “estrela frustrada”, anã marrom, “Jupiter”

$M > \sim 150\ M_\odot$:
Fusão já começa antes da relaxação da estrela
=> Estrela se desfaz antes de se formar

$0.072\ M_\odot < M < \sim 150\ M_\odot$:
$T_{caroço} > 10^7$ K => ignição do H => fusão nuclear
=> Estrela comum, “estrela anã” como o Sol
- $0.072\ M_\odot < M < \sim 8\ M_\odot$: estrelas de baixa massa
- $\sim 8\ M_\odot < M < \sim 150\ M_\odot$: estrelas de alta massa

! Os limites entre as faixas de massa podem diferir muito de acordo com a fonte consultada. Alguns astrônomos ainda usam uma faixa de estrelas de massa intermediária.

Universidade Federal do ABC

Introdução à Física Estelar

FIM PRA HOJE